

地震動に含まれる位相特性のモデル化

佐藤 忠信・土岐 憲三・森口 康弘

MODELING OF PHASE CHARACTERISTICS OF STRONG EARTHQUAKE MOTION

By *Tadanobu SATO, Kenzo TOKI and Yasuhiro MORIGUCHI*

Synopsis

Modeling of phase characteristics of a seismic motion is an important subject to synthesize a realistic seismic ground motion. We have developed simple methods to extract the essential phase characteristics of seismic motion. Deconvoluting a seismic motion into the minimum phase shift function and all-pass function, the phase spectra of both functions are calculated. Using smoothing technique the basic characteristics of both phase spectras are investigated and a method reconstructing original phase spectra is proposed based on the probabilistic concept. The cepstrum analysis is also applied to deconvolute an observed seismic wave into a train of impulses and a system transfer function. Phase spectra of these functions are modeled in a simple manner.

1. ま え が き

構造物の耐震設計を行う際に、基本的かつ重要な課題は地震動の設定法である。これに関しては従来から種々の検討が加えられており、その成果は現行の耐震規定に反映されている。特に最近では長大橋や、原子力施設などの大型構造物が建設されるようになり、具体的な地震波形を用いてその安全性を検討しておくことも必要とされるようになってきたため、設計用の入力地震動をどのように定めるかが重要な課題になってきている¹⁾。

入力用の地震動のシミュレーション手法としてよく用いられているのは地震波形を線形フィルターからの出力と考える方法であり、これは原子力施設等の大型構造物の動的解析によく利用されている。特に、過去の地震動のフーリエスペクトルの振幅特性を統計的に予測して、振幅と位相を独立に与え地震動を合成する手法は、その簡便さのためよく利用される。しかし、地震動は波動の到着以前では振幅が0となる因果関数であるから、フーリエ振幅と位相の間には相関性がある²⁾。従って、両者の独立性を仮定することによって合成された模擬地震動は、本質的な矛盾を含んでいることになる³⁾。

強震記録をフーリエ変換すると、フーリエ振幅とフーリエ位相が得られる。従来より、フーリエ振幅を用いて地震動の周波数特性を明らかにした研究は多いが、フーリエ位相の方はほとんど注目されなかった。最近、このフーリエ位相に着目して地震動の振幅及び周波数の非定常性を明らかにしようとする研究がなされている。大崎ら⁴⁾は、強震記録の位相差分の頻度分布を求め、その分布形状と地震波の振幅特性との相似性を数値実験により経験的に明らかにするとともに、模擬地震動の作成に応用した。Izumiら⁵⁾は、フーリエ位相が単調増加すると仮定して、群遅れ時間 (group delay time) の解析を行った。また、沢田ら⁶⁾は強震記録のフーリエ位相の差分 (位相差分) を用いて地震動の継続時間を定義し、Trifunac

and Brady の継続時間との比較からマグニチュード、震央距離、地盤條件、および解析に用いたデータセットの差異などが継続時間にどのような影響を与えるかを検討している。

本研究では地震動記録に含まれている位相特性を同定するくめ的手段として、ホモロフィックフィルターおよび非線形逆解析手段、また、地震動の周波数領域における振幅、すなわち、フーリエスペクトルから決定できる最小位相推移関数を導入して、位相特性のモデル化を試み、地震動の因果性をみだす模擬地震波の作成方法について検討を加えるものである。

2. 地震波に及ぼす位相の影響

位相の地震波形に及ぼす影響を調べるために、フーリエ振幅を台形で近似して地震動のシュミレーションを行った。

位相 ϕ は0~2 Hzの間では $-\pi$ 、2 Hzのところで π だけずれ2~4 Hzの間は0、さらに4 Hzのところで π ずれその後は一定値 π を保つようにした。この場合の位相ならびに振幅スペクトルと逆フーリエ変換を用いて求めた時刻歴が Fig. 1 に示されている。

この時刻歴で注目されるのは、時刻 $t=0$ の前後に波形が現れており、因果性の条件が満たされていないことである。一般にフーリエ振幅と位相を独立に与えて地震動を模擬すると波形の因果性がなくなる。この問題点を克服するために、因果性のない模擬波形に包絡線関数を乗じて模擬地震動を作成することが良く行われる。こうした手法の問題点を明らかにする目的で、Fig. 1 (c) の模擬波形の $t < 0$ の部分を強制的にゼロとした Fig. 2 (a) の波形をフーリエ変換し、そのフーリエ振幅スペクトルを求めてみる。Fig. 2 (b) がその結果である。元のフーリエ振幅と対比してわかるように2 Hz、4 Hzのところで卓越周期が認められる。これは位相による影響と考えられ、模擬地震動を作成する際には位相の特性をよく調べることが必要である。位相の波形に及ぼす影響をより明確にするために、フーリエ振幅は Fig. 1 (b) の台形で与えられるものとして、位相は El Centro (1940 NS 成分) の波形のものを用いて波形を再合成した。合成した波形は Fig. 3 (a) に示されている。フーリエ振幅がかなり異なっているにもかかわらず合成した波は El Centro (1940 NS 成分) の波形 Fig. 3 (b) の特徴をよく表している。したがって、位相の持つ情報が地震波の形状に大きく関係していることがわかる。

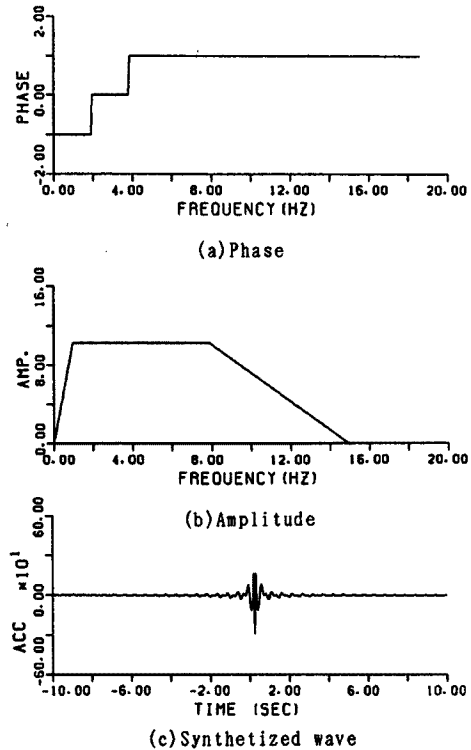


Fig. 1. Synthesized seismic motion using a trapezoidal amplitude spectrum and a step wise phase spectrum.

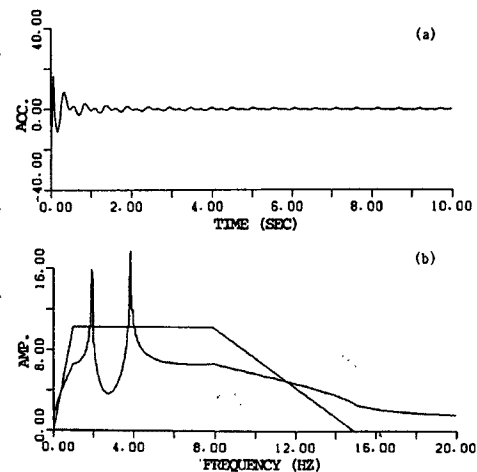


Fig. 2. Fourier spectrum of synthesized seismic motion. (a) Wave form truncating $t \leq 0$ part shown in Fig. 1(c) (b) Comparison of Fourier amplitude given in Fig. 1(b) and that of truncated wave

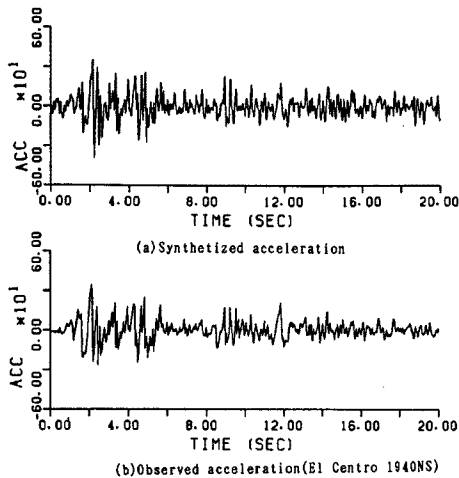


Fig. 3. Comparison between observed and synthesized accelerations.

ここでは位相スペクトルにおいて、一度に -1.5π 以上大きくずれる場合をアンラップの対象とした。EI Centro (1940 NS 成分) の位相が Fig. 4 (a) にしめしであり、Fig. 4 (b) がアンラップ操作 (○印箇所で行) 後の位相である。また、この位相の平均的な特性を抽出するためにハニングウィンドウを100回かけることによりその平滑化を行なった。これをEI Centro (1940 NS 成分) の位相に関する基本特性と考える。Fig. 4 (c) が求められた結果である。

平滑化した位相に対し本来の位相の持つランダム性を一様乱数で表現できるとして、元の地震動の特性を有する模擬地震波の合成を試みた。ここでは、平均はすべての場合において0とし、標準偏差を1ラジアンとした正規のノイズを Fig. 4 (4) に示す位相にのせたものを新しく位相とし、フーリエ振幅については元の波形と同じものを使用して波形を合成した。結果が Fig. 5 であり、合成する際に使用した包絡線関数は時刻0-2秒で0から1まで直線的に変化し、2-6秒の間は1であり、6-30秒で1から0まで直線的に変化する時間関数とした。乱数の初期値を変えることにより観測された地震波の基本的な位相特性を有した模擬地震動が合成できることになる。

4. ケプストラム解析を用いたインパルス列の分離

ここでは、震源での破壊過程を表す入力信号 (インパ

3. 位相特性の平滑化と模擬地震動

地震波をフーリエ変換することによって得られる位相は、主値が用いられるため 2π の整数倍の不確かさが生じる。したがって位相 ϕ が $-\pi < \phi < \pi$ をこえる場合、位相は不連続点を持つことになるので、位相角を周波数領域での連続関数にするためには位相アンラップ操作が必要である。ここでは、位相の連続性に着目して位相が大きく直線的にずれているところはそのまま減少し続けると考えて、位相のアンラップ操作をおこなった。

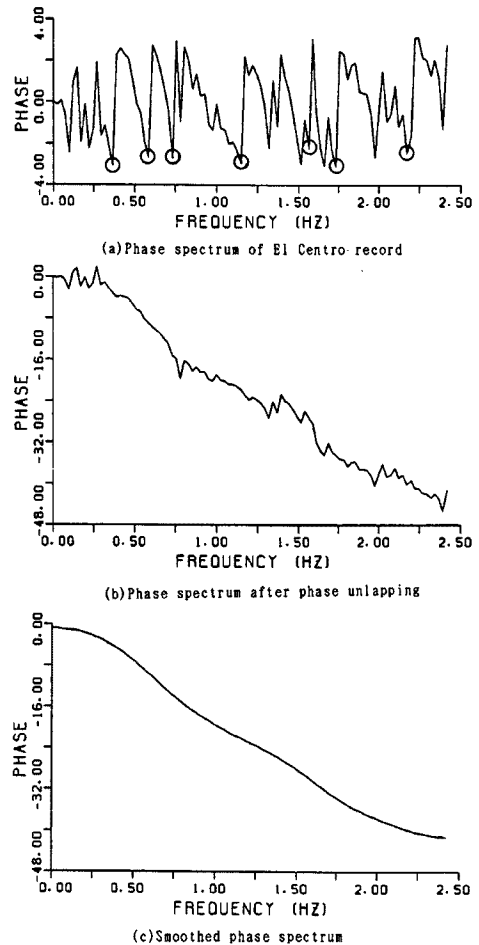


Fig. 4. Phase unlapping and its smoothing.

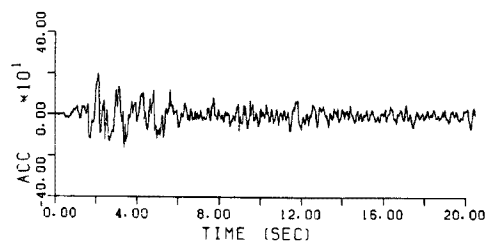


Fig. 5. Synthesized acceleration.

ルス列) $h(t)$ が伝播経路の特性を表す線形システムに入力した時の出力で地震動 $f(t)$ が表現できるものとする。したがって、線形システムのインパルス応答関数、つまり Green 関数を $g(t)$ とすると $f(t)$ は次式で表せる。

$$f(t) = h(t) * g(t) \dots\dots\dots (1)$$

ここに * は畳み込み積分を意味しており、式 (1) をフーリエ変換すると、

$$F(\omega) = H(\omega) \cdot G(\omega) \dots\dots\dots (2)$$

となり、さらにその複素対数をとることによって、積の形を和の形に変換することができる。

$$\hat{f}(\omega) = \hat{h}(\omega) + \hat{g}(\omega) \dots\dots\dots (3)$$

次に、式 (3) をフーリエ逆変換したものは時間領域の関数に相当するもので次式のように表せる。

$$\hat{f}(t) = \hat{h}(t) + \hat{g}(t) \dots\dots\dots (4)$$

この領域を、普通の時間領域と区別するために、ケフレンシー (quefrensy) 領域と呼び、その強度に対応するものをケプストラム (cepstrum) と呼ぶ。

式 (4) のように $f(t)$ をケフレンシー領域に変換すれば、 $\hat{f}(t)$ は2つの信号 $h(t)$ 、 $g(t)$ のケプストラムの和となっているので、各々の信号の占めるケフレンシー帯域に着目することにより、線形フィルタリング操作によってケフレンシー帯域の異なる信号を分離することができる。このような信号処理をケプストラム解析という。線形フィルタリング操作によって分離された信号 $\hat{g}(t)$ はケプストラム解析の手順の逆の操作によって時間領域の関数 $g(t)$ に変換される。

ここでは、ケプストラム解析を用いて $f(t)$ を $h(t)$ と $g(t)$ に分解し、関数 $h(t)$ の位相特性について考察を加える。

El Centro (1940, NS 成分) の観測波形に対してケプストラム解析を行う。ケプストラムから $h(t)$ と $g(t)$ を求めるにはリフタリングという一種のフィルター操作が必要になるが、これに関してはすでに考察を加えて、4個のパラメーターによって分解能を制御できることを明らかにした⁷⁾。ここでは、グリーン関数 $g(t)$ のコントラストがもっとも明瞭になるように考えた上で、パラメーターを決定した。その結果、分離されたインパルス列を Fig. 6 (a) に示す。Fig. 6 (b) は同時に求められたグリーン関数である。

次に、分離されたインパルス列において、強度がある一定レベル以下のインパルス成分を目視により除去することによって、簡易的に断層上の破壊によって生じたと考えられるインパルス列のみを抽出する。求められたインパルス列が Fig. 7 である。

次に、抽出したインパルス列の位相特性に考察を加える。インパルス列は δ 関数を用いて式 (5) のように表わされる。

$$h(t) = \alpha_1 \delta(t-t_1) + \alpha_2 \delta(t-t_2) + \dots + \alpha_n \delta(t-t_n) \dots\dots\dots (5)$$

式 (5) をフーリエ変換すると式 (6) のようになる。

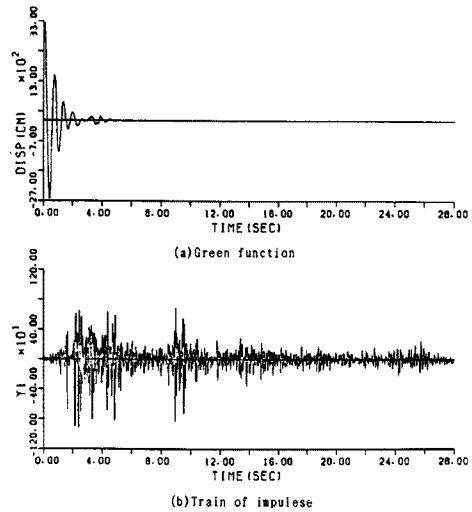


Fig. 6. Deconvolution of El Centro (1940 NS component) record using the cepstrum analysis.

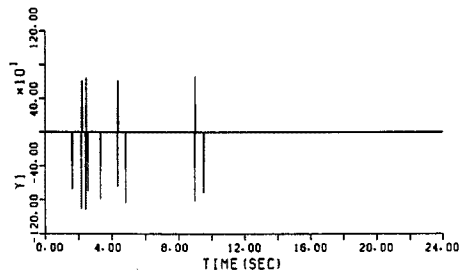


Fig. 7. Idealized train of impulses.

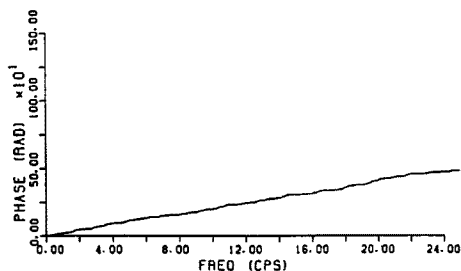


Fig. 8. Phase spectrum of the idealized train of impulses.

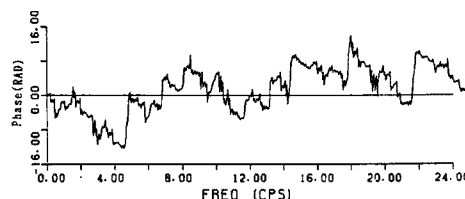


Fig. 9. Fluctuation of phase spectrum from a base linephase.

$$HH(\omega) = \sum_{k=1}^n \alpha_k e^{-i\omega t_k} = A(\omega) e^{-i\phi(\omega)} \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 $A(\omega)$ はフーリエスペクトルを $\phi(\omega)$ は位相スペクトルを表す。

Fig. 7 に示した El Centro のインパルス列に対しその位相スペクトルを求める。この位相に対しても今までと同じ方法で位相アンラップ操作をおこなった。Fig. 8 にアンラップ操作を加えた後の位相を示した。この位相の基本特性が ω の 3 次式で表されるとして、非線形最小二乗法を用いてその近似値を求め、本来の位相との差を表したのが Fig. 9 である。この結果をみると最小二乗近似した基本的位相の上に長周期と短周期の位相変化がのっているように思われる。位相は基本位相と、その上のにっている周期的な位相ノイズとによって表現できると考えられる。そこで次節において位相のモデル化について検討を加える。

5. ホモロフィック解析を用いた位相特性のモデル化

合成積の形式で表わされたものを特殊な変換により加法的な結合に置き換え、フィルタリング操作によって分離する処理法を、一般化して準同形(ホモロフィック)解析法という。ケプストラム解析もその1つである。また地震動の周波数領域における振幅、すなわちフーリエスペクトルから決定される位相、すなわち最小位相推移関数もホモロフィック解析を基本としている。ここでは、ケプストラム解析、あるいは最小位相関数を用いることにより位相のモデル化に関する基礎的な考察を行う。

まず因果性を有する時間関数について成立する基本的な関係式について簡単に述べる。いま時刻 t の実関数 $f(t)$ を考え、 $t \leq 0$ で $f(t) = 0$ $t \rightarrow \infty$ で $f(t) = 0$ を満たしているものとする。 $f(t)$ のフーリエ変換を $F(\omega)$ とすれば

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt = R(\omega) + iX(\omega) \dots\dots\dots (7)$$

ここに $R(\omega)$ と $X(\omega)$ は $F(\omega)$ の実数部と虚数部であり、次式で表される。

$$X(\omega) = - \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \sin \omega t dt \dots\dots\dots (8)$$

$$R(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cos \omega t dt \dots\dots\dots (9)$$

この場合 $R(\omega)$ と $X(\omega)$ の間には Hilbert 変換で関係づけられる次式の等式が成り立つ。

$$X(\omega) = - \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{R(y)}{\omega - y} dy \dots\dots\dots (10)$$

$$R(\omega) = R(\infty) + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{X(y)}{\omega - y} dy \dots\dots\dots (11)$$

式 (10) を書き直すと次式になる。

$$iX(\omega) = \frac{1}{2\pi} R(\omega) * \frac{2}{i\omega} \dots\dots\dots (12)$$

式 (12) において, $sign(t)$ のフーリエ変換が $2/i\omega$ であることを考えると, 式 (10) の計算は, $R(\omega)$ をフーリエ逆変換し, それに $sign(t)$ を乗じ, 実数部と虚数部を入れかえ, フーリエ変換を行うと $X(\omega)$ になることを意味している。

次に, 因果関数 $h(t)$ のフーリエ変換

$$H(\omega) = e^{-a(\omega) - i\theta(\omega)} \dots\dots\dots (13)$$

を考える。ここで式 (13) の対数をとると $a(\omega)$ と $\theta(\omega)$ は $-\ln H(\omega)$ の実数と虚数部である。一般に $\theta(\omega)$ は $a(\omega)$ が特別な条件を有しているときでなければ, $a(\omega)$ から一意的に決定することはできないが, $H(\omega)$ が解析関数であるならば $\theta(\omega)$ は $a(\omega)$ から一意的に決定できる。このような性質を持つ関数は最小位相推移関数と呼ばれている²⁾。もし $H_1(\omega)$ が最小位相推移関数で $|H_2(\omega)| = |H_1(\omega)|$ ならば, $H_2(\omega)$ は

$$H_2(\omega) = H_1(\omega)H_a(\omega) \dots\dots\dots (14)$$

の形に書くことが出来る。ここに $|H_a(\omega)| = 1$ である。式 (14) を満足する因果的システム関数 $H_a(\omega)$ は全域通過関数と呼ばれている。逆に, 関数 $H_2(\omega)$ が最小位相推移関数でなければ, それは式 (14) で示されているように, 全域通過関数 $H_a(\omega)$ と最小位相推移関数 $H_1(\omega)$ との積の形に書くことが出来る。

ヒルバート変換の有効性を確かめるために El Centro (1940, NS 成分) の観測波形をフーリエ変換し, その実部から虚部をヒルバート変換により求め, 求められた虚部と元の実部を用いて波を再合成した。Fig. 10 (a) が El Centro (1940, NS 成分) の波形であり, これをフーリエ変換して求めた実部が Fig. 10 (b) である。これをヒルバート変換することによって求めた虚部が Fig. 10 (c) である。図(b)と図(c)から求めた合成波が Fig. 10 (d) である。それを見ると求めた合成波と El Centro (1940, NS 成分) の観測波形とが全く一致している。これによりヒルバート変換の有効性と一意性が確かめられる。

4.1 模擬波形を用いた理論の照査

最小位相推移関数の特性について模擬波形を用いて簡単なシュミレーションを行い, その有効性について検討を加える。ここでは模擬波形として 1 自由度系のインパルス応答関数 (固有振動数 1.0 Hz, 減衰定数 0.1) を用いて, そのフーリエ振幅から最小位相を決定し, インパルス応答関数を再合成した。解析例を Fig. 11 と Fig. 12 に示した。

各図の(c)は原波形を示しており, (d)はフーリエ振幅と最小

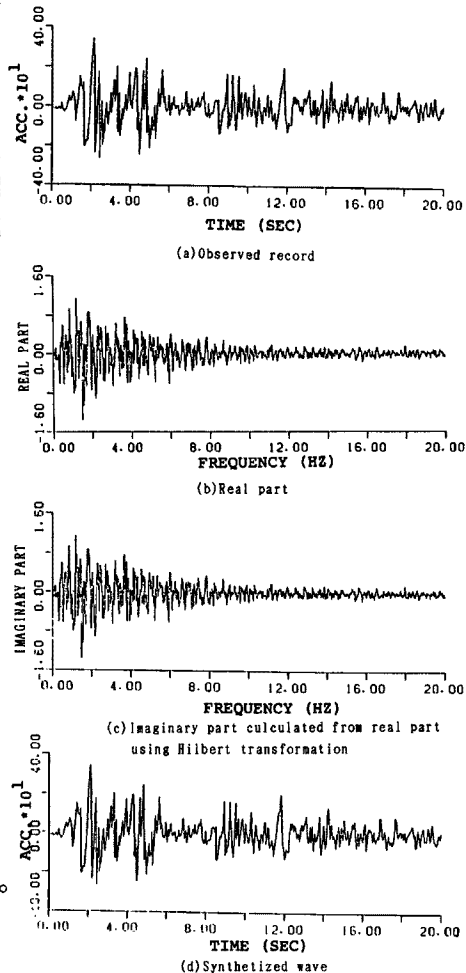


Fig. 10. Synthesized acceleration based on the Hilbert transformation.

位相を用いて再現した波形である。(a)と(b)は各々原波形から求まる位相と最小位相スペクトルを示している。両図から明らかなように因果性を有する単純な関数の時間軸の移動は最小位相では評価できないことがわかる。またインパルス応答関数のようにシステムの特性を表現する関数は、最小位相の条件を満たしていることがわかる。

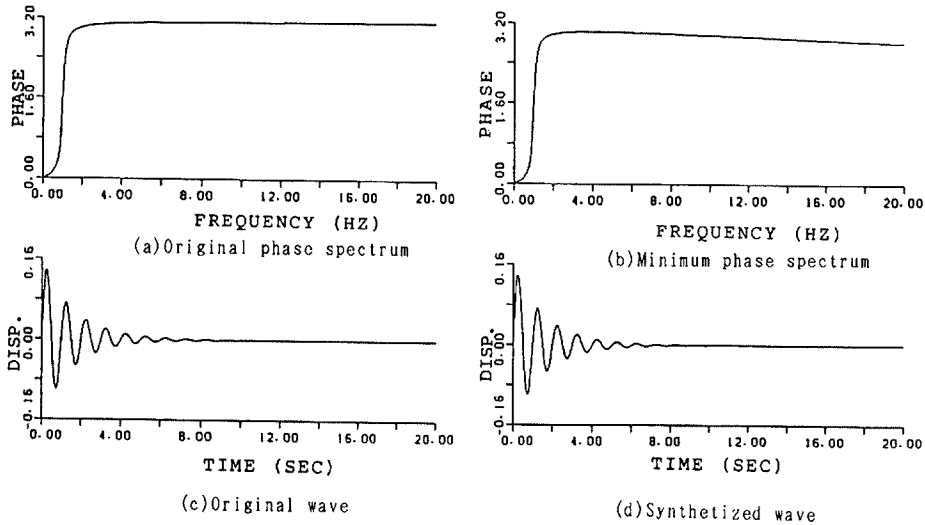


Fig. 11. Minimum phase shift function for impulse response function of one-degree-of-freedom system.

この解析では、サンプリング時間間隔を0.0025秒としたが、これは $\alpha(\omega)$ が $-\ln H(\omega)$ の実数部として与えられることから、 ω が大きくなるにつれて大きく

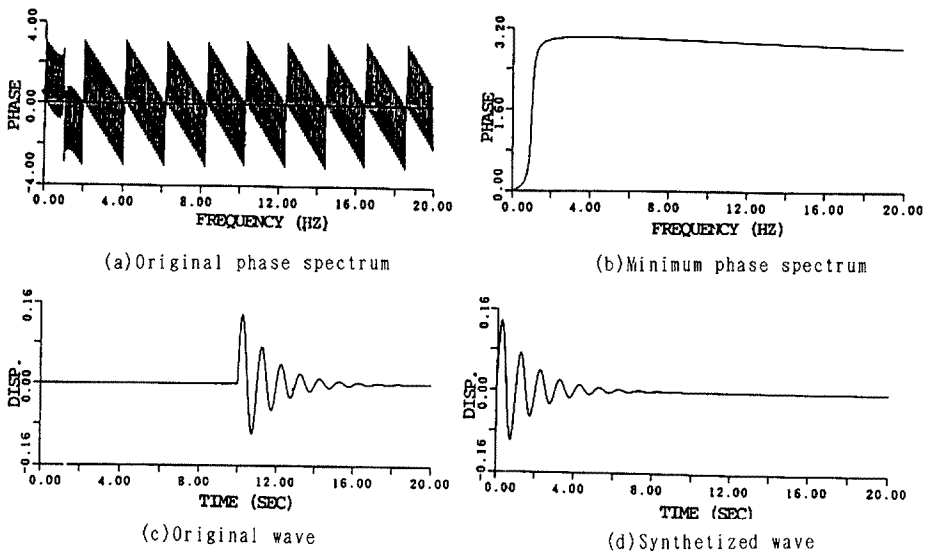


Fig. 12. Minimum phase shift function for delayed impulse response function.

なる性質を有しているため、 $\alpha(\omega)$ のヒルバート変換で $\phi(\omega)$ を精度よく決定するためには ω のかなり大きな領域における $\alpha(\omega)$ の値を適確に評価しておかなければならないからである。したがって、 $|H(\omega)|$ が ω の大きいところで急速に0に近づかなければ、サンプリング時間間隔を大きく取っても精度的には問題が起こらない。

El Centro 記録を用いた解析の結果を Fig. 13 に示す。サンプリング時間間隔は0.02 sec、継続時間は20.48 secとした。図(a)が原波形、(b)がそのフーリエ振幅であり、(c)にヒルバート変換により求めた位相を示す。そして、(d)が求めた合成波である。最小位相とそれを求めたフーリエ振幅から、フーリエ逆変換によって求まる時間数は最小相推移関数と言われるが、地震波形自身は最小位相推移関数であるとはいえ、振幅から一意的にその位相を導き出すのは無理である。そこで、因果性を満たす関数である全域通過関数を導入して以下の解析を実施する。

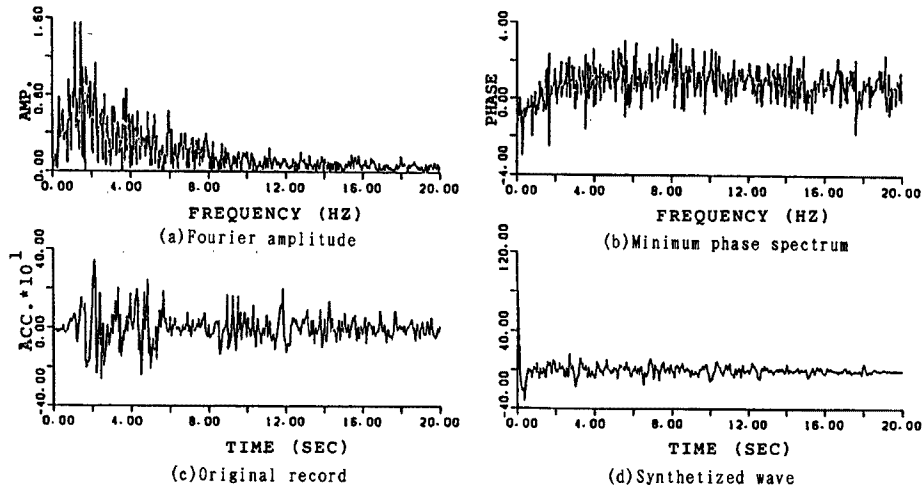


Fig. 13. Minimum phase shift function of El Centro record.

分)の波形は最小位相推移関数でないことは以上に述べた通りである。地震波のフーリエ変換を $F(\omega) = A(\omega) e^{-i\phi(\omega)}$ とするとヒルバート変換により $A(\omega)$ から求められた位相 $\phi^*(\omega)$ をもつ合成波 $F^*(\omega)$ は $F^*(\omega) = A^*(\omega) e^{-i\phi^*(\omega)}$ と表せる。ここに $|A^*(\omega)| = |A(\omega)|$ であり、またその過程から F^* は最小位相推移関数であるといえる。よって全域通過関数を $\bar{F}(\omega)$ とすると $F(\omega) = F^*(\omega) \bar{F}(\omega)$ であらわせる。ここに $|\bar{F}(\omega)| = 1$ である。El Centro (1940, NS成分)の記録に対して求めた全域通過関数が Fig. 14 に示される。

以下に、最小位相推移関数の位相に着目した実地震波の位相のモデル化についていくつかの検討を加える。

最少位相推移関数の位相にハンニングウィンドをかけることによりその基本位相特性を取り出す。取り出した基本位相が Fig. 15 である。ここで位相のモデル化のために、基の位相が求めた基本位相に対しどの

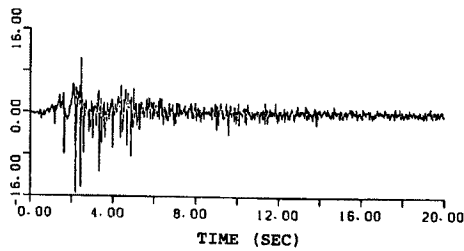


Fig. 14. All pass function of El Centro record.

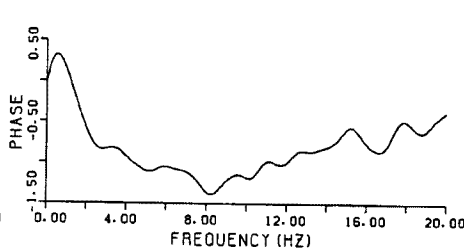


Fig. 15. Smoothed phase spectrum of minimum phase shift function.

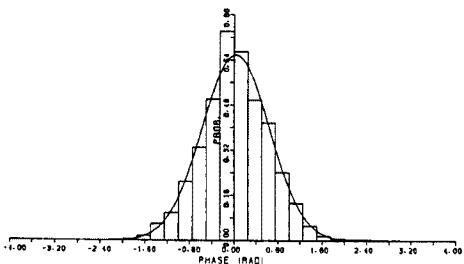


Fig. 16. Distribution of phase fluctuation from smoothed spectrum.

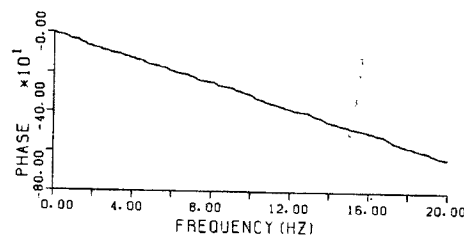


Fig. 17. Smoothed phase spectrum of all pass function.

4.2 ヒルバート変換による位相のモデル化

ここでは El Centro (1940, NS成分)の観測波形を用いて、ヒルバート変換を用いた位相のモデル化について検討を加える。El Centro (1940, NS成分)

の程度ばらつきを持っているかを調べる。ここではヒストグラムを用いて位相のばらつきを表した。結果が、Fig. 16 に示される。これは平均0、標準偏差0.607 ラジアン正規分布曲線で表現できる。これから最小位相のばらつきは基本位相に対し正規分布をなすと仮定することが可能である。

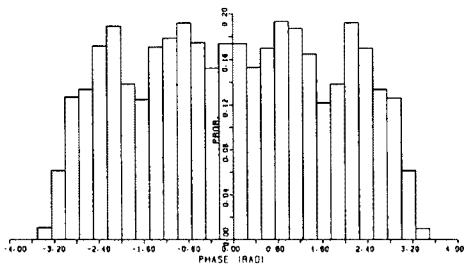


Fig. 18. Distribution of phase fluctuation from smoothed spectrum.

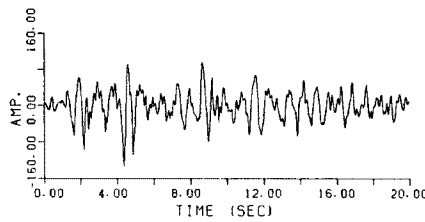


Fig. 19. Synthesized acceleration using modeled minimum phase shift and all pass functions.

そこで正規乱数を発生し、これを基本位相にのせることにより位相をモデル化した。

次に、全域通過関数に着目して位相のモデル化を行う。用い

た全域通過関数は Fig. 14 である。全域通過関数の位相にハニングウィンドウをかけることによりその基本位相特性を取り出したのが Fig. 17 であり、そこで、位相のモデル化のために、元の位相と基本位相特性の差を求めたが、そのばらつきは、ほとんどランダムといってよい。位相のばらつきをヒストグラムで表したものが Fig. 18 である。そこで、求めた基本特性に幅 π のランダムノイズをのせて位相をモデル化した。

最小位相推移関数の振幅スペクトルは実地震動のそれを用い、全域通過関数の振幅を 1 とし、それぞれの位相については、上述のようにモデル化したものを利用して、地震動を最合成したものが Fig. 19 である。全体的な時間特性は観測された記録の特性をよく反映したものになっていることがわかる。

4.3 ケプストラム解析を用いた位相のモデル化

ここでは、ケプストラム解析によって求められるグリーン関数の位相に着目し、El Centro 地震の波形を用いて位相のモデル化について検討を加える。Fig. 7 (a) がケプストラム解析により同定したグリーン関数であり、Fig. 7 (b) がインパルス列であった。

グリーン関数の位相にハニングウィンドウをかけることにより、その基本位相特性を抽出した。求めた基本位相が Fig. 20 である。ここでも、位相のモデル化のために、元の位相が基本位相に対しどの程度ばらつきを持っているか調べた。ここではヒストグラムを用いて位相のばらつきを表した。Fig. 21 がその結果である。図中の典線は平均 0.0、標準偏差 0.241 ラジアン正規分布典線である。位相のばらつきは基本位相に対し正規分布と見なすことができる。そこで、正規ノイズを基本位相にのせることにより位相のモデル化を試みその波形を求めた。求めた合成波が Fig. 22 である。

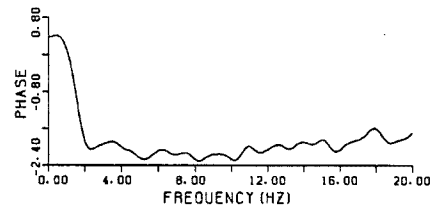


Fig. 20. Smoothed phase spectrum of Green function deconvoluted using the cepstrum analysis.

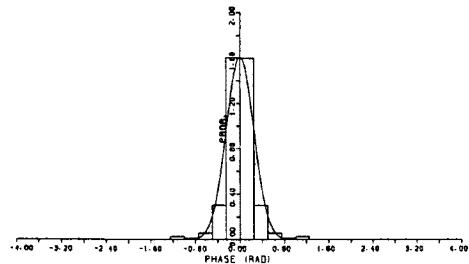


Fig. 21. Distribution of phase fluctuation from smoothed spectrum.

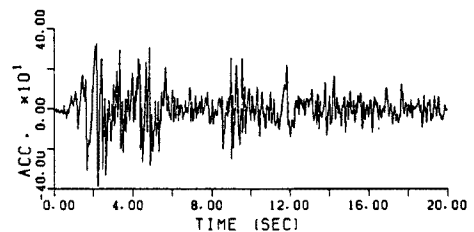


Fig. 22. Synthesized acceleration using modeled Green function.

5. 結 論

本研究は地震波の位相に着目し、種々のシミュレーションを行って、その特性について検討を加え、位相の連続性に着目した模擬地震動の作成法について考察した。さらに、ケプストラム解析を用いて地震動をシステム応答関数とインパルス列に分離し、位相とインパルス列の關係に検討を加えた。また、地震波の因果性に着目して、ヒルバート変換により求められる最小位相推移関数を用いて位相のモデル化を行った。同様にケプストラム解析を用いて位相をモデル化した。以下に得られた知見をまとめる。

まず、地震波形におよぼす位相の影響は非常に大きいので、従来行われているように、振幅と位相を独立に与えて、地震動を模擬すると地震動の因果性に矛盾を生ずることを明確にした上で、因果性に着目した模擬地震動の作成の確立が必要であることを喚起した。また地震動の位相に関する基本特性を抽出し、それにランダム位相をのせることにより模擬地震動を作成するための方法論を展開した。

つぎに、ケプストラム解析により分離したインパルス列を用いて位相の非定常性について検討を加えた。

最後に適当な条件下では最小位相推移関数がシステムの伝達特性を表すインパルス応答になることを明らかにした上で、ヒルバート変換やケプストラム解析で求めた位相を平滑化して、位相の基本的な特性を抽出するとともに、位相のランダム性を正規ノイズで近似できることを明かにし、各々の場合に対して位相のモデル化を行って、簡単な模擬地震動の合成法を提案した。

参 考 文 献

- 1) 大崎順彦：原子力発電所設計用の基準地震動評価に関するガイドライン，ORI 研究報告 84-01，大崎研究所，1984。
- 2) A. パポリス：工学のための応用フーリエ積分，オーム社，1972，pp. 243-255。
- 3) 辰巳安良・佐藤忠信：地震波の因果性を用いた1979 Imperial Valley 地震の多重震源解析，土木学会論文集，第380号，1987，pp. 475-484。
- 4) 大崎順彦・岩崎良二・大川 出・政尾 享：地震波の位相特性との応用に関する研究，第5回日本地震工学シンポジウム概要集，1978，pp. 201-207。
- 5) Izumi, M., Watanade, T. and Katakura, H. : Interrelation of fault mechanisms, phase inclinations and nonstationarities of seismic waves, Proc. 7th WCEE, Vol. 1, pp. 89-96, 1980.
- 6) 沢田 勉：位相差分による地震動の非定常性の解析，土木学会論文集，第344号/I-1，1984，pp. 175-183。
- 7) 佐藤忠信・土岐憲三・石塚 憲：ホモモロフィックフィルタを用いた地震動位相特性の抽出，京都大学防災研究所年報 第31号B-2，1988，pp. 39-66。